Messung des Vektoranalysatorvermögens der Reaktion $^6Li(d,\alpha)^4He$ für einfallende polarisierte Deuteronen im Energiebereich zwischen 0,7 MeV und 2,2 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

GIAN-RETO PLACIDUS PLATTNER

aus Untervaz (Kt. Graubünden)

1966

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1967

Messung des Vektoranalysatorvermögens der Reaktion $^{6}Li(d, \alpha)^{4}He$ für einfallende polarisierte Deuteronen im Energiebereich zwischen 0,7 MeV und 2,2 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

GIAN-RETO PLACIDUS PLATTNER

aus Untervaz (Kt. Graubünden)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1967

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. P. HUBER und Dr. E. BAUMGARTNER.

Basel, den 29. November 1966

Prof. Dr. W. HABICHT
Dekan

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Separatabdruck aus Helvetica Physica Acta, Band 40, Heft 5, 1967

Messung des Vektoranalysatorvermögens der Reaktion ^{6}Li(d, α)^{4}He für einfallende polarisierte Deuteronen im Energiebereich zwischen 0, 7 MeV und 2, 2 MeV

Abstract. The vector analyzing power of the ^{6}Li(d, α)^{4}He-reaction for polarized deuterons has been measured from 0.7 MeV–2.2 MeV in the laboratory, using ^{4}He(d, d)^{4}He elastic scattering as a polarizer. It can be shown from the results obtained, that the ^{8}Be compound level at 25.2 MeV excitation energy has $J^\pi = 2^+$ or, much less probably, 4^+.

1. Einleitung

Die vorliegende Messung des Vektoranalysatorvermögens der Reaktion ^{6}Li(d, α)-^{4}He für einfallende polarisierte Deuteronen beruht auf einem Doppelstreuexperiment.

Ein Strahl unpolarisierter Deuteronen von 2,7 MeV wird durch elastische Streuung an ^{4}He polarisiert. Der Polarisationszustand des unter dem Streuwinkel Θ_p gestreuten Strahls wird mit Hilfe einer Phasenanalyse aus Messungen des differentiellen Streuquerschnitts [1, 2] und aus direkten Polarisationsmessungen [3, 4] für die hier verwendete Streuenergie bestimmt. Es zeigt sich dabei insbesondere, dass die Vektorpolarisation stark überwiegt gegenüber den Momenten 2. Ranges.

Der unter Θ_p gestreute Deuteronenstrahl fällt auf ein ^{6}Li-Target. Durch Messung der Links-Rechts-Asymmetrie (L/R-Asymmetrie) der α-Winkelverteilung der Reaktion ^{6}Li(d, α)^{4}He unter verschiedenen Reaktionswinkeln Θ_a wird das Vektoranalysatorvermögen dieser Reaktion bestimmt. Die geometrischen Asymmetrien der Messeinrichtung werden durch Messungen mit einfallendem unpolarisiertem, an ^{40}A elastisch gestreutem Deuteronenstrahl bestimmt. Dabei wird für ^{40}A(d, d)^{40}A bei der verwendeten Energie reine Coulombstreuung angenommen, was sich durch Vergleich von Messung und Berechnung des differentiellen Streuquerschnitts rechtfertigen lässt [5].

Das ganze Experiment wird unter zwei Streuwinkeln Θ_p durchgeführt, bei welchen sich die Polarisationsparameter der Streuung in bestimmter Hinsicht unterscheiden. Dies gestattet es, den Einfluss der Momente 2. Ranges mit Zuverlässigkeit zu eliminieren oder abzuschätzen.

2. Definition der Polarisationsparameter und des Koordinatensystems

Bei der Auswertung von Polarisationsexperimenten und beim Vergleich der Ergebnisse verschiedener Autoren stösst man oft auf unvollständige Definitionen. Ins-

besondere widersprechen sich verschiedene Angaben im Vorzeichen einzelner Terme [3, 6, 7, 8, 9].

Wir wollen deshalb die in dieser Arbeit verwendeten Spintensoren T_{ik} definieren und den allgemeinen Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt einer Streuung oder Reaktion mit einfallendem polarisiertem Deuteronenstrahl und unpolarisiertem Target aufschreiben unter besonderer Berücksichtigung des Koordinatensystems. Zusätzlich geben wir alle Ausdrücke auch in den an unserem Institut oft verwendeten Parametern P_i bzw. P_{ik}. Für Einzelheiten der Herleitung wird auf andere Arbeiten verwiesen [6, 7, 8].

Wir definieren die Spintensoren T_{ik} für Deuteronen (Spin 1) wie folgt:

$$T_{00} = \varepsilon\,, \qquad T_{1\pm1} = \mp\frac{1}{2}\sqrt{3}\;(\sigma_x \pm i\sigma_y)\,,$$

$$T_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}}\,\sigma_z\,, \qquad T_{2\pm1} = \mp\frac{1}{2}\sqrt{3}\;[(\sigma_x \pm i\sigma_y)\,\sigma_z + \sigma_z\,(\sigma_x \pm i\sigma_y)]\,,$$

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}}\;(3\,\sigma_z^2 - 2\,\varepsilon)\,, \qquad T_{2\pm2} = \frac{1}{2}\sqrt{3}\;(\sigma_x \pm i\sigma_y)^2\,.$$

Die entsprechenden Operatoren in der «P»-Schreibweise sind:

$$S_1 = \sigma_x\,, \qquad S_2 = \sigma_y\,, \qquad S_3 = \sigma_z\,,$$

$$S_{ik} = \frac{3}{2}\;(\sigma_i\,\sigma_k + \sigma_k\,\sigma_i) - 2\,\delta_{ik}\,,$$

$$\text{wobei} \quad \langle S_i\rangle \equiv P_i\,,\ \langle S_{ik}\rangle \equiv P_{ik}\,.$$

Dabei bedeutet

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0\\ 1 & 0 & 1\\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\,,$$

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0\\ i & 0 & -i\\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\,, \qquad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Der allgemeinste Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt einer Reaktion oder Streuung mit einfallendem polarisiertem Deuteronenstrahl und unpolarisiertem Target ist

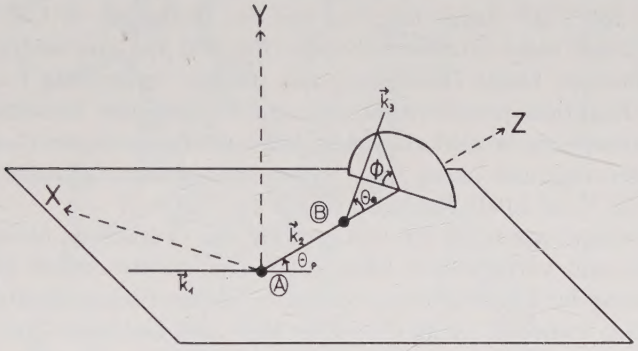
$$\sigma(\Theta) = \sigma_0(\Theta)\,[1 + \langle T_{10}\rangle\,\langle T_{10}^d\rangle + \langle T_{20}\rangle\,\langle T_{20}^d\rangle - (\langle T_{1-1}\rangle\,\langle T_{11}^d\rangle + \langle T_{11}\rangle\,\langle T_{1-1}^d\rangle)$$
$$- (\langle T_{2-1}\rangle\,\langle T_{21}^d\rangle + \langle T_{21}\rangle\,\langle T_{2-1}^d\rangle) + (\langle T_{2-2}\rangle\,\langle T_{22}^d\rangle + \langle T_{22}\rangle\,\langle T_{2-2}^d\rangle)] \qquad (1)$$

bzw. in den P-Parametern

$$\sigma(\Theta) = \sigma_0(\Theta)\left[1 + \frac{3}{2}\;(P_1\,P_1^d + P_2\,P_2^d + P_3\,P_3^d) + \frac{2}{3}\;(P_{12}\,P_{12}^d + P_{13}\,P_{13}^d + P_{23}\,P_{23}^d)\right.$$
$$\left. + \frac{1}{2}\,P_{33}\,P_{33}^d + \frac{1}{6}\;(P_{11} - P_{22})\;(P_{11}^d - P_{22}^d)\right].$$

Allgemein beschreiben die $\langle T_{ik} \rangle$ bzw. P_i, P_{ik} den einfallenden Strahl; die $\langle T^d_{ik} \rangle$ bzw. P^d_i, P^d_{ik} das Analysatorvermögen der Streuung oder Reaktion; σ_0 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt bei einfallendem unpolarisiertem Strahl. Der Ausdruck (1) ist in jedem Koordinatensystem richtig.

Falls der einfallende polarisierte Strahl durch eine Reaktion resp. Streuung erzeugt ist, lässt sich Gl. (1) beträchtlich vereinfachen durch die Wahl eines geeigneten Koordinatensystems. Wir wählen



Figur 1

Zur Beschreibung der $\langle T_{ik} \rangle$ verwendetes Koordinatensystem.

Es ist $\boldsymbol{k}_1$ Wellenvektor des unpolarisierten Strahls
$\boldsymbol{k}_2$ Wellenvektor des polarisierten Strahls
$\boldsymbol{k}_3$ Wellenvektor des beliebigen ausfallenden Reaktionsproduktes
Θ_p, Θ_a Reaktionswinkel resp. Streuwinkel
ϕ Azimutwinkel
A Polarisatorreaktion bzw. -streuung
B Analysatorreaktion bzw. -streuung

In diesem Koordinatensystem, wo kurzgefasst gilt: $z \parallel \boldsymbol{k}_2$, $y \parallel (\boldsymbol{k}_1 \times \boldsymbol{k}_2)$, lässt sich der Ausdruck (1) schreiben als

$$\sigma(\Theta_a) = \sigma_0(\Theta_a)\,[1 + \langle T_{20} \rangle \langle T^d_{20} \rangle + 2\,(i\langle T_{11} \rangle\, i\,\langle T^d_{11} \rangle + \langle T_{21} \rangle \langle T^d_{21} \rangle) \cos\phi + 2\,\langle T_{22} \rangle \langle T^d_{22} \rangle \cos 2\phi] \tag{2}$$

bzw. in den P-Parametern

$$\sigma(\Theta_a) = \sigma_0(\Theta_a) \left[1 + \frac{1}{2} P_{33} P^d_{33} + \left(\frac{3}{2} P_2 P^d_2 + \frac{2}{3} P_{13} P^d_{13}\right) \cos\phi + \frac{1}{6} (P_{11} - P_{22})\,(P^d_{11} - P^d_{22}) \cos 2\phi\right].$$

Bei der Transformation des Koordinatensystems, die zur Herleitung von Gl. (2) nötig ist, werden Funktionen $D^{(i)}_{l,k}(\alpha, \beta, \gamma)$ nach Edmonds [10] verwendet, um die $\langle T^d_{ik} \rangle$ zu transformieren. Die entsprechende Transformationsgleichung lautet

$$\langle T^d_{ik} \rangle' = \sum_{l=-i}^{i} D^{(i)}_{l,k}(\alpha, \beta, \gamma)\, \langle T^d_{il} \rangle\,. \tag{3}$$

Die Eulerwinkel α, β, γ führen dabei das neue (gestrichene) Koordinatensystem in das alte (ungestrichene) über.

Im Ausdruck (2) sind die $\langle T_{ik}^d \rangle$ bzw. P_i^d, P_{ik}^d nur noch Funktionen von Θ_a. Die ϕ-Abhängigkeit ist in den Termen mit $\cos\phi$ bzw. $\cos 2\phi$ vollständig enthalten.

3. Experimentelle Anordnung

Die Deuteronen wurden beschleunigt mittels eines symmetrischen Kaskadengenerators [11] für 3 MV, hergestellt von der Fa. E. Haefely & Cie, Basel. Dieser Beschleuniger liefert einen intensiven Strahl (700–800 μA) von sehr guter Qualität (kleiner Durchmesser, kleine Divergenz), was für das vorliegende Experiment mit relativ kleinen Reaktionsquerschnitten von ausschlaggebender Bedeutung war.

Die Targetanordnung besteht aus einem differentiell gepumpten Gastarget für die ^{4}He(d, d)^{4}He-Streuung und daran unter verschiedenen Streuwinkeln angebrachten Kammern für die ^{6}Li(d, α)^{4}He-Reaktion (Figur 2).

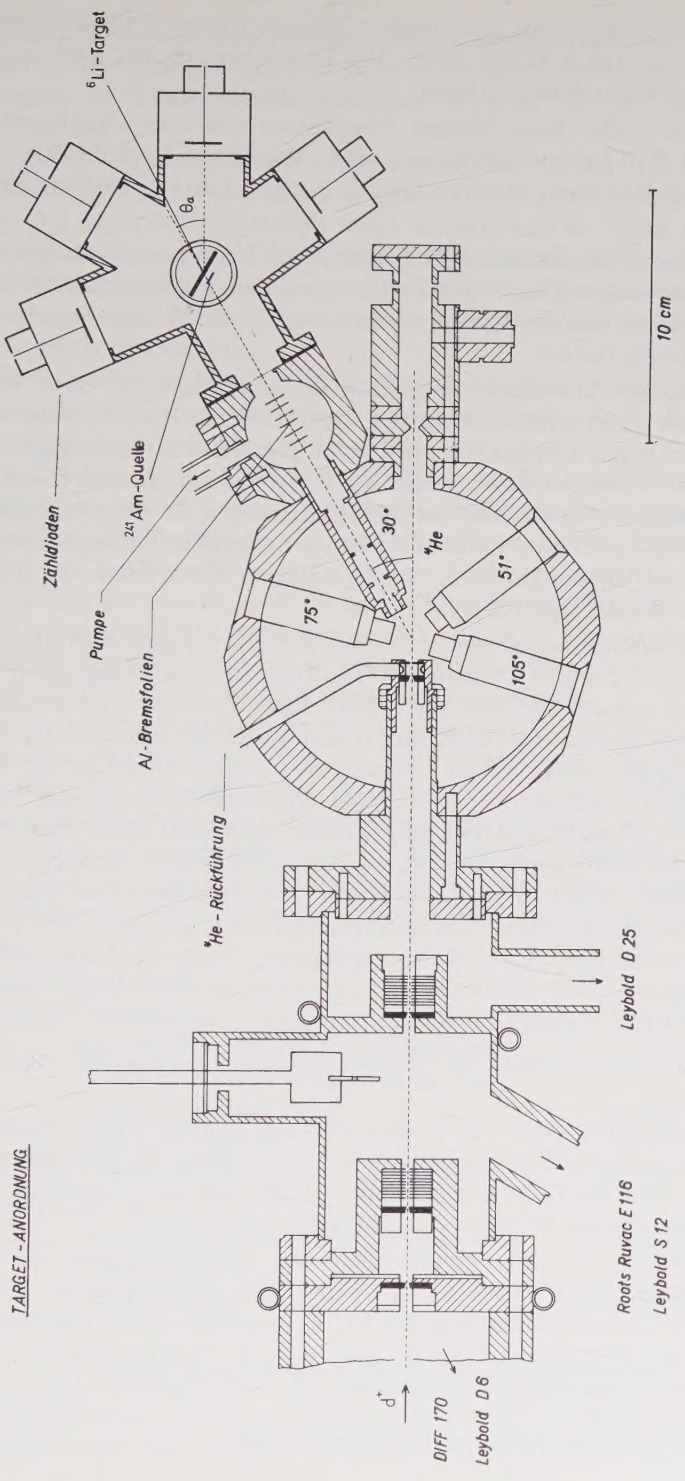
Für das Gastarget wurde ein Aufbau gewählt, der es erlaubte, ohne grosse Änderungen parallel zum vorliegenden Experiment eine zweite Arbeit durchzuführen, welche die Messung der Tensorpolarisation von an ^{4}He elastisch gestreuten Deuteronen im Energiebereich zwischen 1,0 MeV und 1,8 MeV zum Ziel hatte [12].

Die gesamte Apparatur besteht aus einer zylindrischen Kammer mit 6 festen Einsätzen. Vier dieser Einsätze dienen zur Entnahme der gestreuten Deuteronen, einer dient als Strahlfänger und der sechste Einsatz ist eine in 3 Stufen differentiell gepumpte Strahleinführung mit folgenden Charakteristika:

Der Strahl wird von 24 Blenden kollimiert, die alle einen Lochdurchmesser von 1 mm aufweisen. Sie bestehen aus Molybdän und sind 0,2 mm dick mit Ausnahme der vordersten Blende jeder Stufe, die zur Vermeidung von Beschädigungen durch den Strahl je 2 mm dick gemacht wurde. Zudem sind diese dicken Blenden am inneren Rand konisch, um unerwünschte Kleinwinkelstreuung der einfallenden Deuteronen zu unterdrücken.

Die erste Stufe besteht aus 2 Blenden. Als Pumpe ist eine Vorvakuumpumpe Leybold D 25 (25 m^3/h) angeschlossen. Der Druck in dieser Stufe beträgt ca. 4 Torr bei einem Kammerdruck von 380 Torr ^{4}He. Das in der 1. Stufe gepumpte Gas wird über ein Druckreduzierventil wieder in den Zwischenraum zwischen erster und zweiter Blende zurückgeführt. Ein Filter aus gepresster Watte ist in den Kreislauf eingeschaltet und dient dazu, das zirkulierende Gas von Öldämpfen zu reinigen. Bei optimaler Einstellung des Druckes in der Rückführung lässt sich der Verbrauch an ^{4}He etwa um einen Faktor 10 vermindern gegenüber dem Zustand ohne Rückführung. Eine wesentliche Verunreinigung des ^{4}He in der Kammer konnte nicht festgestellt werden.

Die 2. und 3. Stufe bestehen aus je 11 Blenden. Im Gegensatz zur ersten Stufe ist aussen je ein wasserführender Ring angebracht, um eine allmähliche Aufheizung des ganzen Systems zu vermeiden. Die Blenden selbst sind in Ringen aus rostfreiem Stahl gelagert und somit in schlechtem Wärmekontakt mit der Umgebung, um durch starke Aufheizung durch den Strahl die Bildung von Deuteriumselbsttargets zu vermindern. In die 2. Stufe lässt sich eine Quarzplatte zur Kontrolle der Strahljustierung einführen.



Figur 2
Targetanordnung.

An der 2. Stufe pumpt eine Rootspumpe Leybold Ruvac E 116 (100 m³/h) mit einer Vorpumpe Leybold S 12 (12 m³/h). Der Druck beträgt hier noch ca. $4 \cdot 10^{-2}$ Torr bei 380 Torr ^{4}He in dem Gastarget.

Die 3. Stufe wird über einen kleinen Pumpkasten von einer Öldiffusionspumpe Balzers Diff 170 (170 l/s) mit Baffle und einer Vorpumpe Leybold D 6 (6 m³/h) gepumpt. Der Druck in dieser Stufe beträgt ca. $3 \cdot 10^{-5}$ Torr bei 380 Torr ^{4}He-Kammerdruck.

Es gelingt, durch diese Strahleinführung 50–70 μA Deuteronen beliebiger Energie in die Kammer zu bringen. Der Strahl des Beschleunigers wird dabei durch 3 magnetische Quadrupollinsen fokussiert und durch 3 Paare von Wobblemagneten in die Achse der Einführung justiert.

Die 4 Einsätze zur Entnahme der gestreuten Deuteronen sind unter $\Theta_p = 30°$, 51°, 75°, 105° (LS)[1]) fest angebracht. Jeder Einsatz ist mit einer Ni-Folie von 0,55 mg/cm² Dicke und einem Durchmesser von 5 mm gegen das Streugas abgeschlossen. Hinter diesen Folien befindet sich ein Satz von 5 Blenden zur genauen Definition des Streuvolumens und zur Vermeidung von Mehrfachstreuung. In einer anschliessenden kleinen Kammer sind je Einsatz 7 einschiebbare Al-Bremsfolien verschiedener Dicken zwischen 1,8 μ und 16 μ angebracht, die dazu dienen, die Energie der gestreuten Deuteronen nach Wahl zu vermindern.

Sehr gute Erfahrungen wurden gemacht mit einer Vorrichtung zur fortwährenden Zirkulation und gleichzeitigen Kühlung des ^{4}He-Kammergases. Unmittelbar über der Kammer befindet sich ein Behälter für flüssige Luft. Das ^{4}He wird unterhalb des Streuzentrums aus der Kammer entnommen und durch ein durch die flüssige Luft führendes Einlaufrohr wieder genau oberhalb des Streuzentrums in die Kammer zurückgeführt. Die Umwälzung wird von einer ölfreien Membranpumpe (50 l/min) besorgt. Der Effekt dieser Gaskühlung und -umwälzung besteht darin, dass sich in der Kammer eine sehr scharf begrenzte Säule kalten Gases bildet. Dadurch steigt die Gasdichte im Streuzentrum um ca. einen Faktor 3 an gegenüber dem Zustand ohne Gaskühlung. Diese grössere Dichte wurde experimentell nachgewiesen. Der Verbrauch an flüssiger Luft beträgt ca. 2 l/h, doch ist er weitgehend durch die Wärmeleitfähigkeit der Behälterwände aus rostfreiem Stahl gegeben, welche laufend von der Kammer her aufgeheizt werden und dadurch die Kammertemperatur auf ca. 10° C halten.

Am Ende der festen Einsätze der ^{4}He-Streukammer befinden sich folgende Einrichtungen:

Unter $\Theta_p = 105°$ (LS) ist ein Si-Festkörperzähler mit ca. 1 mm² empfindlicher Oberfläche angebracht, der eine kontinuierliche Überwachung der Reinheit des Streugases und der Dicke des Gastargets erlaubt. Gleichzeitig kann damit die relative Intensität des einfallenden Deuteronenstrahles gemessen werden.

Unter $\Theta_p = 30°$ und 51° (LS) befindet sich je eine Reaktionskammer zur Messung der L/R-Asymmetrie der α-Winkelverteilung der ^{6}Li(d, α)^{4}He-Reaktion. Zuerst war unter $\Theta_p = 30°$ (LS) eine Kammer angebracht, die es gestattete, die L/R-Asymmetrie unter $\Theta_a = 30°$ und 84° (LS) zu messen; unter $\Theta_p = 51°$ (LS) befand sich eine entsprechende Kammer mit den Reaktionswinkeln $\Theta_a = 45°$ und 108° (LS). Nach einer

[1]) (LS) steht für Laborsystem, (CMS) für Schwerpunktsystem.

vollständigen Messreihe über den gesamten Energiebereich wurden diese beiden Kammern miteinander vertauscht, so dass für jeden Streuwinkel Θ_p die 4 L/R-Asymmetrien der ^{6}Li(d, α)^{4}He-Reaktion unter $\Theta_a = 30°, 45°, 84°, 108°$ (LS) gemessen werden konnten.

Die beiden Reaktionskammern haben folgenden Aufbau: Im Zentrum befindet sich ein einschiebbarer Folienhalter mit einer 0,66 mg/cm^2 dicken Ni-Folie, auf die ungefähr 0,6 mg/cm^2 ^{6}Li (Reinheit 96%) aufgedampft ist. Über das ^{6}Li wird eine Schicht von ca. 0,1 mg/cm^2 Tellur aufgedampft, um die Bildung von Li_3N infolge kleiner Undichtigkeiten zu verlangsamen. Tellur wird gewählt wegen seines hohen Atomgewichtes, seines beim Aufdampfen vorteilhaften niederen Schmelzpunktes und seiner chemischen Stabilität.

Unmittelbar hinter diese Targetfolie kann eine dünne ^{241}Am-Quelle zur Messung der Dicke der ^{6}Li-Target eingeschoben werden. Ebenso kann damit die gesamte Zählapparatur periodisch überprüft werden.

Die α-Teilchen aus der ^{6}Li(d, α)^{4}He-Reaktion werden unter den erwähnten Reaktionswinkeln Θ_a mittels selbstverfertigter Si-Festkörperzähler gezählt. Diese haben eine ungefähr kreisförmige empfindliche Oberfläche von ca. 15 mm Durchmesser. Die Dicke des Zählbereichs wird mittels der angelegten Spannung so gewählt, dass 20 MeV α-Teilchen gerade noch die ganze Energie abgeben. Dadurch wird gleichzeitig der gemessene Untergrund klein gehalten und die Trennung der Protonen aus der Reaktion ^{6}Li(d, p)^{7}Li von den α-Teilchen gewährleistet, da Protonen infolge ihres kleineren (dE/dx) nur sehr wenig Energie abgeben können.

Ausserhalb jeder Reaktionskammer ist ausserdem je ein gegen geladene Teilchen abgeschirmter Si-Festkörperzähler als Neutronenmonitor angebracht. Mit diesen Zählern wird eine kontinuierliche Relativmessung des in Selbsttargets erzeugten Neutronenflusses durchgeführt. Diese Massnahme gestattet, wie noch gezeigt wird, eine Korrektur der gemessenen L/R-Verhältnisse der α-Winkelverteilung der ^{6}Li-(d, α)^{4}He-Reaktion bezüglich des von Neutronen verursachten Nulleffekts.

Die wichtigsten, bis hieher noch nicht genannten Zahlenwerte der Targetanordnung sind:

^{4}He-Target (Polarisator)	
Gasdruck	380 Torr
Targetdicke für 2,7 MeV Deuteronen	35 keV
mittlere Energieverschmierung der gestreuten Deuteronen	90 keV
Winkelauflösung	$\pm 2°$
Raumwinkel	$4 \cdot 10^{-3}$ sterad
^{6}Li-Target (Analysator)	
Targetdicke für 1,1 MeV Deuteronen	250 keV
Winkelauflösung	$\pm 7°$
Raumwinkel	10^{-1} sterad

4. Die Phasenanalyse der ^{4}He(d, d)^{4}He-Streuung

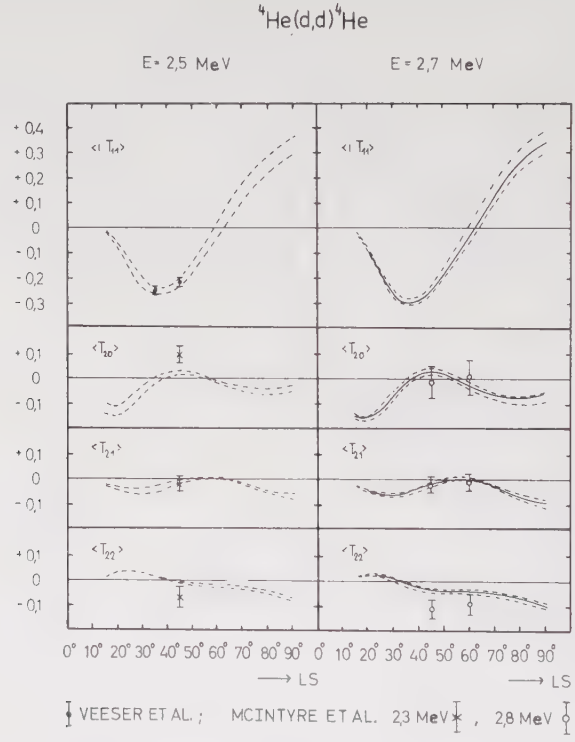
Die Phasenanalyse wurde mit Hilfe eines von L. C. McIntyre [3] angefertigten Rechenprogramms teils auf einer Univac 1107, teils auf einer IBM 360 durchgeführt.

Es wurden bei 3 Energien Anpassungen an vorhandene Daten berechnet, nämlich bei 2,0 MeV, 2,5 MeV und 2,7 MeV. Dies geschah, um die verlangte kontinuierliche Variation der Phasen mit der Energie zu gewährleisten.

Als Messwerte wurden verwendet:

1. Differentielle Wirkungsquerschnitte von GALONSKY et al. [1] und von BLAIR et al. [2].
2. Werte für $\langle T_{20} \rangle$, $\langle T_{21} \rangle$, $\langle T_{22} \rangle$ von MCINTYRE et al. [3]. Im Energiegebiet zwischen 2 MeV und 3 MeV liegen allerdings aus dieser Arbeit nur etwa 10 Werte mit verhältnismässig grossen Fehlern vor.
3. 2 Werte für $\langle i\, T_{11} \rangle$ von L. R. VEESER et al. [4]. Diese beiden Werte sind sehr gut gemessen und gehen entsprechend mit einem grossen Gewicht in die berechneten Phasen ein.

Es wurde im weitern darauf geachtet, dass die gefundenen Phasen sich sowohl nach oben an die von MCINTYRE zwischen etwa 3 MeV und 8 MeV als auch nach unten an die von MEINER et al. [12] zwischen etwa 1,0 MeV und 1,6 MeV gemessenen Werte anschliessen. Diese Bedingung bedeutet vor allem, dass alle P-Phasen wie auch die D_1-Phase sehr klein sein müssen und dass nur die D_2-Phase eine deutliche Energieabhängigkeit zeigen darf.



Figur 3

Ergebnisse der Phasenanalyse. Erläuterungen siehe Text.

Mit diesen einschränkenden Bedingungen lieferte das Rechenprogramm mit verschiedenen Ausgangswerten und verschiedener Anzahl der freien Parameter bei jeder Energie ca. 6 Anpassungen an die vorhandenen Daten mit einem relativen χ^2-Minimum. Alle so gefundenen Werte liegen in Figur 3 jeweils zwischen den gestrichelten Kurven. Die für 2,7 MeV ausgezogenen Kurven sind die Winkelverteilungen der vier Momente $\langle iT_{11}\rangle$, $\langle T_{20}\rangle$, $\langle T_{21}\rangle$, $\langle T_{22}\rangle$ von 15°–90° (LS), die aus dem schliesslich ausgewählten mittleren Phasensatz berechnet werden. Es wird angenommen, dass diese Werte den Polarisationszustand des gestreuten Deuteronenstrahls beschreiben.

Dieser Phasensatz für die Streuenergie 2,7 MeV lautet:

$l_J = S_1$	P_2	P_1	P_0	D_3	D_2	D_1
114,7°	0,5°	0,0°	− 0,2°	172,7°	12,0°	0,3°

Der bei Meiner et al. [12] im Detail beschriebene Kopplungsparameter ε wurde für 2,7 MeV aus Werten von Meiner und von McIntyre et al. [3] interpoliert. Der so gefundene Wert liegt sehr nahe bei $\varepsilon = 0$ und wurde für die Rechnung Null gesetzt. Abweichungen um einige Grade von diesem Wert sind möglich, doch ergeben sich daraus, wie Rechnungen gezeigt haben, nur geringfügige Änderungen in den Werten der $\langle T_{ik}\rangle$.

Die entsprechenden Werte der $\langle T_{ik}\rangle$ bei den in diesem Experiment verwendeten Streuwinkeln $\Theta_p = 30°$, $\Theta_p = 51°$ (LS) sind:

Θ_p	$\langle iT_{11}\rangle$	$\langle T_{20}\rangle$	$\langle T_{21}\rangle$	$\langle T_{22}\rangle$
30°	− 0,266	− 0,066	− 0,066	0,009
51°	− 0,186	0,010	− 0,002	− 0,045

Eine Kritik dieser Werte im Licht ihrer Wichtigkeit für das vorliegende Experiment wird im Abschnitt 7 bei der Fehlerbetrachtung gegeben.

5. Messungen

5.1. *Eichungen*

Zur Eichung der gesamten Messeinrichtung mit unpolarisiertem Deuteronenstrahl werden Messungen mit ^{40}A anstelle von ^{4}He als Streugas durchgeführt, damit die gleiche Streugeometrie bei Eichung und Messung gewährleistet ist. Aus diesem Grund kann z. B. ^{197}Au nicht verwendet werden.

Um nicht allzulange Eichmessungen durchführen zu müssen, wird bei einer niederen Deuteronenenergie von 1,7 MeV gemessen. Es gilt aber abzuklären, ob nicht wider Erwarten die Eichresultate eine Energieabhängigkeit zeigen. Bei Vorversuchen mit ein und demselben ^{6}Li-Target wurden bei 5 Energien zwischen 1,3 MeV und 2,5 MeV innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmende Resultate gefunden.

Während einer Eichung wird der Gasdruck in der Streukammer von 380 Torr auf 250 Torr gesenkt, um ein zu starkes «Aufblasen» des Strahls zu vermeiden. In allen andern Belangen wird das Gastarget mit ^{40}A betrieben wie sonst mit ^{4}He.

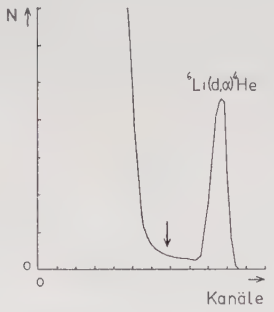
5.2. *Polarisationsmessungen*

Der am ^{4}He bei der festen Energie von 2,7 MeV gestreute Deuteronenstrahl wird durch die Al-Bremsfolien auf die in der jeweiligen ^{6}Li(d, α)^{4}He-Reaktionskammer

gewünschte Energie abgebremst. Es wird angemommen, dass dabei keine Depolarisation stattfindet [13].

Die maximale Energie, bei der die L/R-Asymmetrie der α-Winkelverteilung gemessen werden kann, hängt vom Streuwinkel ab. So können bei $\Theta_p = 30°$ (LS) 7 Energien im Abstand von 300 keV gemessen werden zwischen 0,5 MeV und 2,2 MeV, bei $\Theta_p = 51°$ (LS) noch 4 Energien von 0,7 MeV bis 1,6 MeV.

Ein typisches α-Spektrum bei einer Polarisationsmessung zeigt Figur 4. Der grosse Untergrund stammt zum grössten Teil von Neutronen aus Deuterium-Selbsttargets im differentiell gepumpten Strahlkollimator und im Strahlfänger des Gastargets. Um diesen Untergrund in Grenzen zu halten, wurde ein schlecht gekühlter Molybdänstrahlfänger verwendet, der ca. alle 30 h erneuert wurde. Der den Diskriminatorpegel der Zählapparatur (Pfeil in Figur 4) überschreitende Nulleffekt liess sich auf diese Weise auf 2% bis 10% der α-Stosszahl beschränken, je nach Zähler.



Figur 4

Typisches α-Spektrum mit Diskriminatorpegel (Pfeil).

5.3. *Nulleffektmessungen*

Die Stosszahlen in den beiden ausserhalb der ^{6}Li$(d, \alpha)^4$He-Reaktionskammern angebrachten Neutronenmonitoren stellen für jede Polarisations- bzw. Eichmessung einen Relativwert für den über die Messzeit integrierten Neutronenfluss dar. Am Ende jeder Messung wird der durch diese Anzahl Neutronen in jedem Zähler hervorgerufene Nulleffekt gemessen. Dazu wird das ^{6}Li-Target aus dem gestreuten Deuteronenstrahl entfernt und eine Messung unter den gleichen Bedingungen wie sonst durchgeführt. Die Zähler zählen so nur Nulleffekt. Durch Normierung auf den selben integrierten Neutronenfluss wie während der Polarisations- bzw. Eichmessung wird die abzuziehende Nulleffektstosszahl für jeden Zähler berechnet.

5.4. *Bemerkungen*

Wegen der schon erwähnten Bildung von Li_3N infolge kleiner Undichtigkeiten im Vakuumsystem verdoppelte sich die Dicke des ^{6}Li-Targets in ca. 2,5 Wochen. Ein grosser Teil dieser Zunahme konnte kompensiert werden dank der Abnahme von $\langle dE/dx \rangle$ mit zunehmender Energie, indem die Messpunkte mit tiefer Energie der gestreuten Deuteronen zuerst gemessen wurden.

Die Messzeit für alle hier publizierten Messungen betrug ca. 480 h. Die Zählraten in den einzelnen Zählern schwankten zwischen 3 und 8 Impulsen pro Minute.

5.5. *Ergebnisse*

Gemessen wurde das L/R-Verhältnis der α-Winkelverteilung der ^{6}Li$(d, \alpha)^4$He-Reaktion in Funktion des Streuwinkels Θ_p, des Reaktionswinkels Θ_a und der Energie E der gestreuten Deuteronen:

$$\varepsilon_{\mathrm{He}} = \frac{N_{L,\,\mathrm{He}}}{N_{R,\,\mathrm{He}}} \qquad \text{mit } ^4\text{He als Streugas}$$

$$\varepsilon_{\mathrm{A}} = \frac{N_{L,\,\mathrm{A}}}{N_{R,\,\mathrm{A}}} \qquad \text{mit } ^{40}\text{A als Streugas.}$$

Dabei sind

N_L = Stosszahl bei $\phi = 0°$

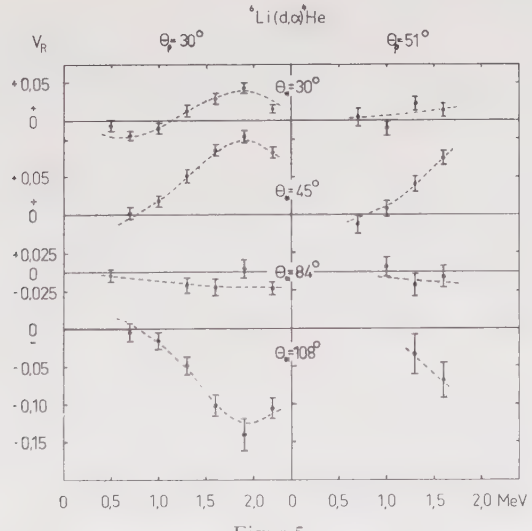
N_R = Stosszahl bei $\phi = 180°$.

Sie werden gleichzeitig gemessen.
Aus $\varepsilon_{\mathrm{He}}$ und ε_{A} werden folgende Grössen gebildet:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_{\mathrm{He}}}{\varepsilon_{\mathrm{A}}}$$

$$V_R(\Theta_p, \Theta_a, E)\ \frac{\bar{\varepsilon}-1}{\bar{\varepsilon}+1} \qquad \text{"Reduziertes } L/R\text{-Verhältnis"}$$

Das Koordinatensystem und die damit verknüpfte Definition des Azimutwinkels ist im Abschnitt 2 gegeben. Die gemessenen Werte für $V_R(\Theta_p, \Theta_a, E)$ sind in Figur 5



Figur 5

Energie- und Reaktionswinkelabhängigkeit der gemessenen Grösse $V_R(\Theta_p, \Theta_a, E)$. Die gestrichelt eingetragenen Kurven dienen nur zur Verdeutlichung der Energieabhängigkeit.

aufgetragen. Die gestrichelt eingetragenen Kurven dienen nur zur Verdeutlichung der Energieabhängigkeit.

6. Auswertung

Die aus den Messungen gewonnene Grösse $V(\Theta_p, \Theta_a, E)$ steht mit den $\langle T_{ik} \rangle$ und $\langle T_{ik}^d \rangle$ im Zusammenhang. Es gilt für jede Kombination von Θ_p, Θ_a und E

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sigma(\Theta_a)_L}{\sigma(\Theta_a)_R}, \qquad \sigma(\Theta_a) = \text{differentieller Wirkungsquerschnitt}$$

und daher

$$V_R(\Theta_p, \Theta_a, E) = \frac{\sigma(\Theta_a)_L - \sigma(\Theta_a)_R}{\sigma(\Theta_a)_L + \sigma(\Theta_a)_R} .$$

Aus Gl. (2) entnehmen wir den Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt einer Reaktion mit einfallendem polarisiertem Deuteronenstrahl und unpolarisiertem Target

$$\sigma(\Theta_a) = \sigma_0(\Theta_a) \left[1 + \langle T_{20} \rangle \langle T_{20}^d \rangle + 2 \left(\langle i T_{11} \rangle \langle i T_{11}^d \rangle + \langle T_{21} \rangle \langle T_{21}^d \rangle \right) \cos\phi \right.$$
$$\left. + 2 \langle T_{22} \rangle \langle T_{22}^d \rangle \cos 2\phi \right] .$$

Die $\langle T_{ik} \rangle$ als Polarisationsmomente des einfallenden Strahls sind in unserem Fall abhängig vom Streuwinkel Θ_p, aber unabhängig von der Energie E, da ja die ^{4}He-$(d, d)^4$He-Streuung stets bei der selben Energie von 2,7 MeV stattfindet. Die Momente $\langle T_{ik}^d \rangle$ sind als Analysatorvermögen der untersuchten Reaktion ^{6}Li$(d, \alpha)^4$He Funktionen des Reaktionswinkels Θ_a und der Energie E der gestreuten Deuteronen. Schliesslich werden die bisherigen Bezeichnungen «Links» und «Rechts» in diesem Ausdruck wiedergegeben durch $\phi = 0°$ und $\phi = 180°$.

Damit erhalten wir:

$$V_R(\Theta_p, \Theta_a, E) = \frac{2 \left(\langle i T_{11} \rangle \langle i T_{11}^d \rangle + \langle T_{21} \rangle \langle T_{21}^d \rangle \right)}{1 + \langle T_{20} \rangle \langle T_{20}^d \rangle + 2 \langle T_{22} \rangle \langle T_{22}^d \rangle} . \tag{3}$$

Die gemessene Grösse $V_R(\Theta_p, \Theta_a, E)$ setzt sich also aus vier Produkten der Form $\langle T_{ik} \rangle \langle T_{ik}^d \rangle$ zusammen. Wir können daher das uns interessierende Produkt $\langle i T_{11} \rangle \langle i T_{11}^d \rangle$ berechnen, wenn es gelingt, über die Grösse der 3 andern Terme $\langle T_{20} \rangle \langle T_{20}^d \rangle$, $\langle T_{21} \rangle \langle T_{21}^d \rangle$ und $\langle T_{22} \rangle \langle T_{22}^d \rangle$ begründete Annahmen zu treffen.

Die beiden Terme $\langle T_{20} \rangle \langle T_{20}^d \rangle$ bzw. $2 \langle T_{22} \rangle \langle T_{22}^d \rangle$ ergeben für sich allein keine L/R-Asymmetrie, sondern nur einen Beitrag im Nenner von Gl. (3).

Für

$$\langle T_{20} \rangle \langle T_{20}^d \rangle + 2 \langle T_{22} \rangle \langle T_{22}^d \rangle \ll 1$$

kann dieser Beitrag vernachlässigt werden. Die Grössen $\langle T_{20} \rangle$ und $\langle T_{22} \rangle$ des gestreuten Deuteronenstrahls werden durch die Phasenanalyse als sehr klein vorausgesagt, was diese Vernachlässigung rechtfertigt. Der dadurch eingeführte mögliche systematische Fehler wird in der Fehlerbetrachtung noch diskutiert.

Gl. (3) reduziert sich auf

$$V_R(\Theta_p, \Theta_a, E) = 2 \left(\langle i T_{11} \rangle \langle i T_{11}^d \rangle + \langle T_{21} \rangle \langle T_{21}^d \rangle \right) . \tag{4}$$

Zur Abschätzung des Beitrages von $\langle T_{21}\rangle \langle T_{21}^d\rangle$ führt folgende Betrachtung: Für $\Theta_p = 51°$ (LS) gibt die Phasenanalyse der ^{4}He(d, d)^{4}He-Streuung den ausserordentlich kleinen Wert $\langle T_{21}\rangle = -0{,}002$. Der Beitrag von $\langle T_{21}\rangle \langle T_{21}^d\rangle$ darf hier vernachlässigt werden. Dank dieses Befundes lässt sich auch für $\Theta_p = 30°$ (LS) eine gute Abschätzung machen. Es werden die beiden Messungen unter $\Theta_p = 30°$ (LS) und $\Theta_p = 51°$ (LS) Punkt für Punkt miteinander verglichen. Da bei $\Theta_p = 51°$ (LS) $\langle T_{21}\rangle \langle T_{21}^d\rangle$ keinen Beitrag liefert, gibt dieser Vergleich gerade einen Wert für $\langle T_{21}\rangle \langle T_{21}^d\rangle$ bei $\Theta_p = 30°$ (LS). Setzen wir nämlich die aus der Phasenanalyse entnommenen Werte für $\langle i\,T_{11}\rangle$ in Gl. (4) ein, so erhalten wir

$$\text{für} \quad \Theta_p = 30° \text{ (LS)} \qquad V_R\,(30°, \Theta_a, E) = -0{,}532\,\langle i\,T_{11}^d\rangle + 2\,\langle T_{21}\rangle\,\langle T_{21}^d\rangle$$

$$\text{für} \quad \Theta_p = 51° \text{ (LS)} \qquad V_R\,(51°, \Theta_a, E) = -0{,}372\,\langle i\,T_{11}^d\rangle\,.$$

Aus diesen beiden Gleichungen gewinnt man für $\Theta_p = 30°$ (LS)

$$\langle T_{21}\rangle \langle T_{21}^d\rangle = \frac{1}{2}\,[V_R\,(30°, \Theta_a, E) - 1{,}43 \cdot V_R\,(51°, \Theta_a, E)]\,.$$

Daraus berechnet man folgende Werte für $\langle T_{21}\rangle \langle T_{21}^d\rangle$ bei $\Theta_p = 30°$ (LS):

E	$\Theta_a = 30°$	$\Theta_a = 45°$	$\Theta_a = 84°$	$\Theta_a = 108°$
1,6 MeV	$+0{,}006 \pm 0{,}007$	$-0{,}011 \pm 0{,}007$	$-0{,}006 \pm 0{,}012$	$-0{,}002 \pm 0{,}018$
1,3 MeV	$-0{,}010 \pm 0{,}008$	$-0{,}003 \pm 0{,}008$	$+0{,}004 \pm 0{,}012$	$+0{,}001 \pm 0{,}019$
1,0 MeV	$+0{,}003 \pm 0{,}007$	$+0{,}003 \pm 0{,}008$		
0,7 MeV	$-0{,}013 \pm 0{,}010$	$+0{,}010 \pm 0{,}009$		

Von diesen 12 Werten liegen 8 innerhalb der Fehler bei 0, die vier andern knapp daneben. Die Zahlen streuen um 0, sechs sind positiv, sechs negativ. Eine systematische Energie- oder Winkelabhängigkeit ist nicht zu erkennen. Es darf daher ein Mittelwert gebildet werden, er beträgt

$$\langle T_{21}\rangle \langle T_{21}^d\rangle = -0{,}001 \pm 0{,}003 \quad \text{für} \quad \Theta_p = 30° \text{ (LS)}\,.$$

Diese Betrachtung zeigt, dass der Beitrag von $\langle T_{21}\rangle \langle T_{21}^d\rangle$ zu $V_R(30°, \Theta_a, E)$ für 1,0 MeV $\leqslant E \leqslant$ 1,6 MeV vernachlässigt werden darf. Bei der Berechnung von $\langle i\,T_{11}^d\rangle$ aus den Messungen werden wir diese Vernachlässigung auch auf die beiden bei $\Theta_p = 30°$ (LS) gemessenen Punkte mit $E = 1{,}9$ MeV bzw. $E = 2{,}2$ MeV ausdehnen. Für den Punkt mit $E = 0{,}7$ MeV verwenden wir nur die Messung unter $\Theta_p = 51°$ (LS). Wir diskutieren beide Massnahmen in der Fehlerbetrachtung.

Auf Grund der obigen Überlegungen finden wir endlich anstelle von Gl. (4) den Ausdruck

$$V_R = 2\,\langle i\,T_{11}\rangle\,\langle i\,T_{11}^d\rangle$$

bzw.

$$\langle i\,T_{11}^d\rangle = \frac{1}{2\,\langle i\,T_{11}\rangle}\,.\,V_R(\Theta_p, \Theta_a, E)\,.$$

Aus dieser Gleichung lässt sich nun sowohl bei $\Theta_p = 30°$ (LS) wie bei $\Theta_p = 51°$ (LS) $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ der Reaktion ^{6}Li$(d, \alpha)^4$He ausrechnen. Soweit die Werte für dieselben Energien und Reaktionswinkel gelten, werden sie zusammengefasst. Die so gefundenen $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ sind in Figur 6 aufgetragen.

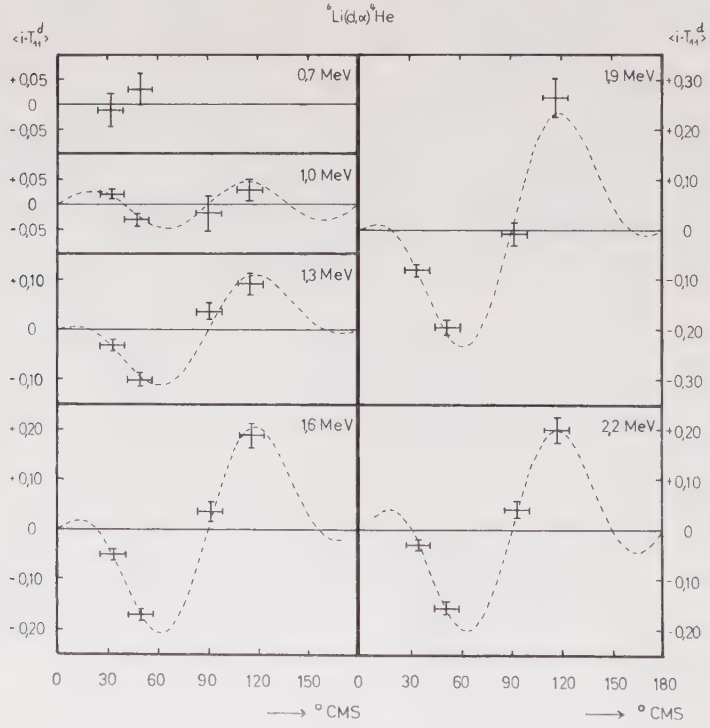
Aus der Tatsache, dass bei der Reaktion ^{6}Li$(d, \alpha)^4$He die beiden Reaktionsprodukte ununterscheidbar sind und aus allgemeinen Auswahlregeln [14] folgt, dass die Winkelverteilung von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ bei fester Energie folgende Form besitzt:

$$\langle i\, T_{11}^d \rangle = \sum_m a_m(E)\; L_{m1}\,.$$

für m gerade, Θ_a = Winkel im CMS,
$L_{mk} = P_m^k(\cos\Theta_a)$ nach Jahnke-Emde

Mit 4 gemessenen Punkten bei jeder Energie ist es möglich, die Winkelverteilung mit den beiden ersten Termen der Entwicklung wiederzugeben gemäss

$$\langle i\, T_{11}^d \rangle = a(E)\; L_{21} + b(E)\; L_{41}\,.$$

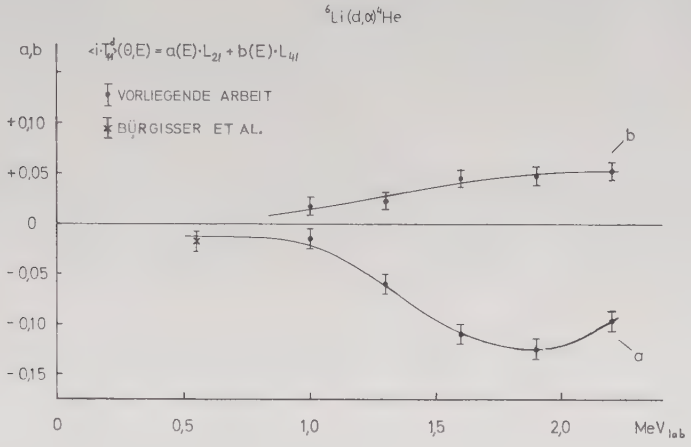


Figur 6

Gemessene Werte für $\langle i\, T_{11}^d \rangle$. Die gestrichelt eingetragenen Kurven sind das Ergebnis der Anpassung mit zugeordneten Legendrepolynomen.

Ein Versuch, auch den Koeffizienten von L_{61} mit einer Anpassung zu bestimmen, ergab um 0 schwankende Werte.

Das Ergebnis der Anpassung sind die in Figur 6 gestrichelt eingezeichneten Kurven. In Figur 7 ist die Energieabhängigkeit der beiden Koeffizienten a und b aufgetragen. Die hier eingezeichneten Fehler entsprechen dem gemittelten Fehler der 4 gemessenen Punkte bei jeder Energie.



Figur 7

Energieabhängigkeit der Koeffizienten der Entwicklung von $\langle i T_{11}^d \rangle$ nach zugeordneten Legendrepolynomen.

7. Fehlerbetrachtung

Sowohl die eigentlichen Messresultate $V_R(\Theta_p, \Theta_a, E)$ wie auch die daraus berechneten Werte für $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ sind mit verschiedenen möglichen systematischen Fehlern behaftet, die wir im folgenden diskutieren.

Bei der Eichung mit ^{40}A nimmt der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung über den Winkelbereich von $\pm$ 2° stärker zu als bei der Messung mit ^{4}He [5]. Durch diese unterschiedliche Inhomogenität des gestreuten Strahles entsteht eine L/R-Asymmetrie der α-Winkelverteilung von ^{6}Li(d, α)^{4}He ganz unabhängig von Polarisationseffekten. Eine sorgfältige Abschätzung ergibt für die verwendete Targetanordnung systematische Eichfehler von im Mittel 1,6% bei $\Theta_p = 30°$ (LS) und 0,9% bei $\Theta_p = 51°$ (LS). Diese Werte variieren um ca. 10% mit dem Reaktionswinkel Θ_a. Die gemessenen Grössen $V_R(\Theta_p, \Theta_a, E)$ sind entsprechend korrigiert.

Die Fehler der Energieangaben lassen sich genau angeben. Die mittlere Streuenergie im ^{4}He lässt sich auf $\pm$ 5 keV berechnen. Der Mittelwert der Deuteronenenergie im ^{6}Li-Target ist auf $\pm$ 20 keV bekannt. Beide Unsicherheiten fallen angesichts des ca. 250 keV dicken ^{6}Li-Targets nicht ins Gewicht.

Alle Fehler, die aus der endlichen Winkelauflösung entstehen, sind infolge der Symmetrie der Messanordnung in 1. Näherung zu vernachlässigen mit Ausnahme des schon erwähnten Eichfehlers. Eine grobe Abschätzung der 2. Näherung ergibt Fehler in der Grössenordnung von 0,5% der gemessenen $\langle i\, T_{11}^d \rangle$.

Bei der Diskussion der Genauigkeit der Berechnung von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ aus den Messungen müssen wir in erster Linie die Zuverlässigkeit der aus der Phasenanalyse der ^{4}He-

$(d, d)^4$He-Streuung entnommenen Werte für die Momente $\langle T_{ik} \rangle$ des gestreuten Deuteronenstrahles abschätzen. Dabei geht die Grösse $\langle i\, T_{11} \rangle$ direkt proportional in die Rechnung ein. Wie man aus Figur 3 ersieht, werden die beiden Messungen von $\langle i\, T_{11} \rangle$ von L. R. Veeser et al. [4] durch die Phasenanalyse bei 2,5 MeV sehr gut wiedergegeben. Die berechnete Winkelverteilung von $\langle i\, T_{11} \rangle$ dürfte bei dieser Energie etwa so gut bekannt sein wie die beiden gemessenen Punkte, d. h. auf etwa $\pm$ 5% des Betrags. Die bei 2,7 MeV gefundene Winkelverteilung ergibt um ca. 15% grössere Werte für $\langle i\, T_{11} \rangle$. Die Zuverlässigkeit der dadurch gegebenen Energieabhängigkeit lässt sich abschätzen durch eine lineare Interpolation der Werte von $\langle i\, T_{11} \rangle$ zwischen den Energien 2,5 MeV und 3,3 MeV, bei welchen je eine Messung von L. R. Veeser et al. [4] vorliegt. Es zeigt sich, dass der aus der Phasenanalyse gefundene Wert bei $\Theta_p = 45°$ (LS) und 2,7 MeV von $\langle i\, T_{11} \rangle = 0{,}255$ sehr genau bei dem entsprechenden interpolierten Wert $\langle i\, T_{11} \rangle = 0{,}253$ liegt. Wir nehmen deshalb an, dass die in dieser Arbeit verwendeten Grössen von $\langle iT_{11} \rangle$ bei 2,7 MeV ebenfalls auf ca. $\pm$ 5% genau bekannt sind.

Die Beiträge von $\langle T_{20} \rangle \langle T_{20}^d \rangle$ und $2 \langle T_{22} \rangle \langle T_{22}^d \rangle$ haben wir bei der Berechnung von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ aus den Messungen wegen der geringen Grösse von $\langle T_{20} \rangle$ und $\langle T_{22} \rangle$ vernachlässigt. Aus Figur 3 ersieht man, dass die Winkelverteilungen beider Momente in allen gefundenen Anpassungen zwischen $\Theta_p = 30°$ (LS) und $\Theta_p = 51°$ (LS) flach durch 0 gehen. Dieser Verlauf ist auf kleine Änderungen der Phasen nicht empfindlich.

Von der Winkelverteilung der Grösse $\langle T_{21} \rangle$ haben wir bei der Berechnung von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ vor allem die Eigenschaft benützt, dass bei $\Theta_p = 51°$ (LS) ein Nulldurchgang auftritt, während bei $\Theta_p = 30°$ (LS) ein von Null deutlich verschiedener Wert vorliegt. Dieser Verlauf ist äusserst unempfindlich auf Veränderungen der Phasen. Hier wird deshalb angenommen, dass trotz der einer Phasenanalyse immer innewohnenden Unsicherheit die für die vorliegende Arbeit wesentlichen Eigenschaften des gestreuten Deuteronenstrahles zuverlässig bestimmt sind.

Die Qualität der gemachten Vernachlässigungen lässt sich wie folgt abschätzen:

Der maximale Fehler, der durch das Weglassen von $\langle T_{20} \rangle \langle T_{20}^d \rangle$ bzw. $2 \langle T_{22} \rangle \langle T_{22}^d \rangle$ im Nenner von Gl. (3) entstehen kann, wird berechnet, indem wir für $\langle T_{20} \rangle$ und $\langle T_{22} \rangle$ die Werte aus der Phasenanalyse, für $\langle T_{20}^d \rangle$ und $\langle T_{22}^d \rangle$ die theoretischen Maximalwerte [6] einsetzen. Wir finden als theoretisch grösstmögliche Beiträge zum Nenner von Gl. (3)

	$\Theta_p = 30°$ (LS)	$\Theta_p = 51°$ (LS)
für $\langle T_{20} \rangle \langle T_{20}^d \rangle$	$-$ 4,7% bzw. $+$ 9,4%	$-$ 1,4% bzw. $+$ 0,7%
für $2 \langle T_{22} \rangle \langle T_{22}^d \rangle$	$-$ 1,6% $+$ 1,6%	$-$ 7,8% $+$ 7,8% .

Die Vernachlässigung des Terms $2 \langle T_{21} \rangle \langle T_{21}^d \rangle$ in Gl. (3) liess sich im Abschnitt 6 mit guten Argumenten rechtfertigen für die Punkte mit 0,7 MeV $\leqslant E \leqslant$ 1,6 MeV. Allerdings streuen die mit dieser Vernachlässigung berechneten Werte von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ für $E = 0{,}7$ MeV so stark, dass das Ergebnis der Argumentation bei diesem einen Punkt etwas zufällig erscheint. Da zudem in der Arbeit von Bürgisser et al [15] ein $\langle T_{21}^d \rangle$ von etwa 0,3 bei $E = 550$ keV gemessen wurde, was mit dem Wert von $\langle T_{21} \rangle = 0{,}066$ aus der Phasenanalyse immerhin den Beitrag von $\langle T_{21} \rangle \langle T_{21}^d \rangle = 0{,}04$ gäbe,

haben wir es vorgezogen, für $E = 0{,}7$ MeV nur die beiden unter $\Theta_p = 51°$ (LS) gemessenen Werte zu verwenden, wo mit grosser Sicherheit der Beitrag von $\langle T_{21} \rangle$ $\langle T_{21}^d \rangle$ zu vernachlässigen ist.

Zur Berechnung von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ bei $E = 1{,}9$ MeV und 2,2 MeV haben wir ebenfalls $\langle T_{21} \rangle$ $\langle T_{21}^d \rangle$ vernachlässigt. Zur Rechtfertigung dieser Massnahme kann nur angeführt werden, dass eine abrupte Änderung von $\langle T_{21}^d \rangle$ mit zunehmender Energie sehr unwahrscheinlich ist. Immerhin sind gegenüber den Werten für $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ bei $E = 1{,}9$ MeV und 2,2 MeV gewisse Vorbehalte angebracht.

8. Diskussion

Nimmt man an, dass die Reaktion ^{6}Li(d, α)^{4}He über den Zwischenkern ^{8}Be verläuft [16], so können aus unseren Messungen von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ Aussagen über Lage und Spin der α-emittierenden Niveaux dieses Zwischenkerns mit Anregungsenergien 22 MeV $\leqslant E_A \leqslant$ 25 MeV gewonnen werden. Für diesen Energiebereich sind von verschiedenen Autoren angeregte Zustände vorausgesagt worden [16, 17, 18]. Nach den Arbeiten von Freeman und Mani [17] und von Bürgisser et al. [15] kann die Existenz von mindestens 2 Niveaux als gesichert gelten: Ein 2^+-Zustand befindet sich bei $E_A = 22{,}5$ MeV; ein Zustand mit $J^\pi = 2^+$ oder 0^+ bei $E_A = 25{,}2$ MeV.

Der in unseren Messungen gefundene, deutlich von Null verschiedene Beitrag von L_{41} zur Winkelverteilung von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ (Figur 7) kann im Prinzip erklärt werden durch die Wirkung folgender Niveaux:

1. Interferenz eines Niveaus mit $J^\pi \geqslant 4^+$ mit einem Niveau $J^\pi \geqslant 0^+$;
2. Interferenz zweier Reaktionskanäle eines einzigen 2^+-Zustandes;
3. Interferenz zweier verschiedener 2^+-Zustände.

Alle andern Kombinationen scheiden zufolge der bereits erwähnten allgemeinen Auswahlregeln für den Index m in der Entwicklung von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ nach zugeordneten Legendrepolynomen L_{m1} aus [14].

Der 1. Fall lässt sich ausschliessen, da nach anderen Autoren die Annahme berechtigt ist, dass im fraglichen Energiebereich kein Niveau mit $J^\pi \geqslant 4^+$ und einer in Betracht fallenden reduzierten Breite für Deuteronen existiert [17, 18]. Ebenso lässt sich für den 2. Fall zeigen, dass, setzt man wie üblich die Potentialphasen für verschiedene Kanalspins s einander gleich, eine Interferenz zweier Reaktionskanäle eines einzigen 2^+-Zustandes nur dann einen Beitrag zu L_{41} geben kann, wenn mindestens einer der beiden Kanäle einen Bahndrehimpuls $l \geqslant 4$ besitzt [14,19]. Da sich aber die Durchdringbarkeiten für das einfallende Deuteron im fraglichen Energiebereich für $l = 0$, $l = 2$ und $l = 4$ etwa verhalten wie $10^4 : 5 \cdot 10^2 : 1$, kann angenommen werden, dass die Bildung des Zwischenkerns ^{8}Be nur mit $l \leqslant 2$ erfolgt.

Unter diesen Voraussetzungen können wir daher schliessen, dass ausser dem gesicherten 2^+-Niveau bei $E_A = 22{,}5$ MeV gemäss dem 3. Fall noch ein zweites 2^+-Niveau bei einer höheren Anregungsenergie vorhanden sein muss. Nach der Arbeit von Freeman und Mani [17] ist zu erwarten, dass dieser angeregte Zustand des ^{8}Be bei $E_A = 25{,}2$ MeV liegt. Wie diese Autoren zeigen, muss in diesem Fall zur Wiedergabe des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion ^{6}Li(d, α)^{4}He noch ein breites 0^+-Niveau bei $E_A \cong 24{,}0$ MeV eingeführt werden.

Um die in unseren Messungen implizit enthaltene Information über den Zwischenkern ^{8}Be vollständig auszunützen, ist ein detaillierter Vergleich von Messungen und aus angenommenen Niveauverteilungen berechneten Werten von $\langle i\, T_{11}^d \rangle$ unumgänglich, was aber mit den bisher publizierten Arbeiten nicht möglich ist.

Ich verdanke den Herren H. Weyeneth, F. Abt und P. Brogle die Ausführung verschiedener Einrichtungen. Für die Überlassung des Rechenprogramms für die Phasenanalyse bin ich den Herren Prof. Dr. W. Haeberli und Dr. L. C. McIntyre (University of Wisconsin, Madison) verpflichtet. Für verschiedene Ratschläge und Diskussionen danke ich Herrn Dr. F. Seiler. Herrn Dr. des. H. Meiner gebührt mein Dank für seine Mithilfe beim Durchführen der Messungen.

Mein besonderer Dank gilt meinen verehrten Lehrern Proff. Dres. E. Baumgartner, S. E. Darden und P. Huber, ohne deren wohlwollende und tatkräftige Förderung diese Arbeit nicht zustandegekommen wäre.

Literaturverzeichnis

[1] A. Galonsky, R. A. Douglas, W. Haeberli, M. T. McEllistrem und H. T. Richards, Phys. Rev. *98*, 586 (1955).
[2] J. M. Blair, G. Freier, E. E. Lampi und W. Sleator Jr., Phys. Rev. *75*, 1678 (1949).
[3] L. C. McIntyre und W. Haeberli, Nucl., Phys., A*91*, 369 und 382 (1967).
[4] L. R. Veeser und W. Haeberli, private Mitteilung.
[5] N. Jarmie und J. D. Seagrave, *Charged Particle Cross Sections*, Los Alamos, New Mexico 1956.
[6] G. R. Satchler, *The Scattering and Polarization of Spin One Particles*, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-2861 (1960).
[7] W. Lakin, Phys. Rev. *98*, 139 (1955).
[8] L. J. B. Goldfarb, Nucl. Phys. *7*, 622 (1958).
[9] L. J. B. Goldfrab, Nucl. Phys. *12*, 657 (1959).
[10] A. R. Edmonds, *Drehimpulse in der Quantenmechanik*, BI-Hochschultaschenbücher Bd. 53/53a, Mannheim 1964.
[11] R. Galli, E. Baumgartner und P. Huber, Helv. phys. Acta *34*, 352 (1961).
[12] H. Meiner, E. Baumgartner, S. E. Darden, P. Huber und G. R. Plattner, Helv. phys. Acta *40*, 483 (1967).
[13] L. Wolfenstein, Phys. Rev. *75*, 1664 (1949).
[14] T. A. Welton, *Fast Neutron Physics Part II*, herausgegeben von J. B. Marion & J. L. Fowler (Interscience Publishers, New York), p. 1317 (1963).
[15] H. Bürgisser, E. Baumgartner, P. Huber, G. Michel, F. Seiler und H. R. Striebel, Helv. phys. Acta *40*, 185 (1967).
[16] V. Meyer, W. Pfeifer und H. H. Staub, Helv. phys. Acta *36*, 465 (1963).
[17] R. M. Freeman und G. S. Mani, Proc. Phys. Soc. *85*, 267 (1965).
[18] J. M. F. Jeronymo, G. S. Mani, F. Picard und A. Sadeghi, Nucl. Phys. *38*, 11 (1962).
[19] A. M. Lane und R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. *30*, 257 (1958).

Curriculum vitae

Mein Name ist GIAN-RETO PLACIDUS PLATTNER. Ich bin Schweizer und Bürger von Untervaz im Kt. Graubünden.

Ich wurde am 10. Dezember 1939 in Zürich geboren als Sohn von Placidus Andreas Plattner, Chemiker, und seiner Ehefrau Elisabeth Plattner-Bernhard. Mein Vater lebt heute in Riehen im Kt. Basel-Stadt, meine Mutter ist im Jahre 1959 gestorben.

Meine Gymnasialausbildung erhielt ich am Realgymnasium in Basel in den Jahren 1952 bis 1958. Am 1. April 1958 verliess ich diese Schule mit dem eidgenössisch anerkannten Maturitätsausweis nach Typus B.

Meine Hochschulstudien betrieb ich ausschliesslich an der Universität Basel in den Jahren 1958 bis 1966. Die Nebenfachprüfungen zum Doktorexamen in Chemie, Astronomie, Mathematik und theoretischer Physik bestand ich in dieser Reihenfolge in den Jahren 1959, 1961 (zwei) und 1966. Ich besuchte die Vorlesungen oder Übungen der folgenden Dozenten:

In theoretischer und Experimentalphysik: Proff. Dres. K. Alder, E. Baldinger, E. Baumgartner, S. E. Darden, W. Haeberli, P. Huber, E. Miescher, P. Scherrer, H. R. Striebel und Dr. W. Czaja;

In Mathematik: Proff. Dres. H. Huber, A. Ostrowski, A. Pfluger und Dres. F. Blumer, R. Conzelmann, E. Schubarth;

In Chemie und physikalischer Chemie: Proff. Dres. H. Dahn, H. Erlenmeyer, S. Fallab, W. Kuhn;

In Astronomie: Prof. Dr. W. Becker und Dr. M. Krušpán.

Meine Dissertation «Messung des Vektoranalysatorvermögens der Reaktion ^{6}Li-(d, α)^{4}He für einfallende polarisierte Deuteronen im Energiebereich zwischen 0,7 MeV und 2,2 MeV» ist unter der Leitung der Proff. Dres. E. Baumgartner, S. E. Darden und P. Huber entstanden.